

УДК 539.172.4

Сечение деления тепловыми нейтронами и резонансный интеграл деления ^{243}Cm

ЖУРАВЛЕВ К. Д., КРОШКИН Н. И.

Чтобы получить ядерно-физические константы для актиноидных ядер методом кадмиевой разности, были измерены сечение деления тепловыми нейтронами σ_f и резонансный интеграл деления I_f ^{243}Cm . В качестве эталона использовалась мишень из ^{235}U , сечение деления тепловыми нейтронами которого принималось равным $582,2 \pm 1,3$ б, а резонансный интеграл деления — 275 ± 5 б [1]. Измерения проводили на горизонтальном канале высокопоточного реактора СМ-2. Кадмиевое отношение для ^{235}U при перекрытии пучка нейтронов кадмием толщиной 1 мм равнялось 40.

Мишени из урана и кюрия были нанесены на алюминиевые подложки толщиной 0,1 мм. Количество вещества в мишенях ~ 1 мкг, диаметр пятна мишеней ~ 10 мм. Изотопный состав мишени кюрия, %: ^{242}Cm $0,15 \pm 0,07$; ^{243}Cm $37,29 \pm 1,34$; ^{244}Cm $61,61 \pm 1,34$; ^{245}Cm $0,94 \pm 0,10$. Число ядер в мишени кюрия определяли по числу спонтанных делений ^{244}Cm и ^{242}Cm . Период спонтанного деления ^{244}Cm принимался равным $(1,270 \pm 0,007) \cdot 10^7$ лет, а для ^{242}Cm — $(6,09 \pm 0,18) \times 10^6$ лет [2]. Число ядер в урановой мишени определялось по α -счету в геометрии 2л. Изотопный состав урановой мишени и методика эксперимента подробно описаны в работах [3, 4].

В результаты измерений σ_f и I_f ^{243}Cm вносились поправки ($K_{\sigma}^{241} = 0,998$, $K_I^{241} = 0,987$ и $K_{\sigma}^{245} = 0,937$, $K_I^{245} = 0,987$), обусловленные содержанием в мишени ^{244}Cm и ^{245}Cm и относящиеся соответственно к сечению деления тепловыми нейтронами и резонансному интегралу деления. Температура нейтронов максвелловского спектра на выходе из реактора равнялась 353 К [4], а поправка $g(T)$, учитывающая, что сечение деления урана не следует зависимости $1/\sqrt{E}$, равна $0,965$ [5]. Для кюрия предполагалось, что сечение деления подчиняется зависимости $1/\sqrt{E}$ и $g(T) = 1$.

Приведенные в таблице данные о сечении деления и резонансном интеграле в пределах погрешностей согласуются между собой. По-видимому, разброс значений мож-

Сечение деления тепловыми нейтронами и резонансный интеграл деления ^{243}Cm , б

Параметр	Настоящая работа	Данные [1]	Данные [6]
σ_f	672 ± 60	600 ± 50	$609,6 \pm 25,9$
I_f	1480 ± 150	1860 ± 400	1575 ± 136

но объяснить отсутствием данных о характере поведения сечения деления ^{243}Cm в тепловой области энергии нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, v. 1, 1973.
2. Замятин Ю. С., В кн.: Ядерные константы. Вып. 14. М., Атомиздат, 1974, с. 22.
3. Журавлев К. Д., Крошкин Н. И., Четвериков А. П. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 4, с. 285.
4. Журавлев К. Д., Крошкин Н. И., В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 19. М., Атомиздат, 1975, с. 3.
5. Эгельстафф П. Э. В кн.: Справочник по ядерной физике. М., Физматгиз, 1963, с. 268.
6. Bemis C. e.a. «Nucl. Sci. Engng», 1977, v. 63, p. 413.

Поступило в Редакцию 07.08.78

УДК 661.039.51

Определение абсолютного выхода гамма-линии 277,6 кэВ ^{239}Np

МОЖАЕВ В. К., ДУЛИН В. А., КАЗАНСКИЙ Ю. А.

Для определения накопления ^{239}Pu в реакторах-размножителях часто используют измерение интенсивности γ -излучения ^{239}Np . При этом в некоторых случаях требуется знать абсолютный выход γ -линии с энергией 277,6 кэВ на распад ^{239}Np . Кроме того, в последнее время предполагается в наборе стандартных калиброванных радиоактивных препаратов (МАГАТЭ) использовать вместо ^{203}Hg долгоживущий ^{243}Am . Для этих целей также необходимо знать абсолютный выход γ -линий ^{239}Np , который образуется в результате α -распада ^{243}Am .

В настоящей работе измерен абсолютный выход γ -линии ^{239}Np ($E_{\gamma} = 277,6$ кэВ) с использованием калиброванного (по α -частицам) источника ^{243}Am и ^{203}Hg из набора стандартных радиоактивных источников (ОСГИ). Калибровка ^{243}Am была проведена в точно известной геометрии по скорости счета α -частиц полупроводниковым кремниевым детектором [1].

Регистрация γ -квантов препаратов ^{243}Am и ^{203}Hg осуществлялась с помощью полупроводникового германиевого детектора (ПГД) с чувствительным объемом ~ 35 см³.

Абсолютный выход γ -линии ^{239}Np ($J_{\gamma\text{Np}}$) определяли по формуле

$$J_{\gamma\text{Np}} = \frac{N_{\gamma\text{Np}} Q_{\text{Hg}} \varepsilon_{\gamma\text{Hg}}}{N_{\gamma\text{Hg}} Q_{\text{Am}} \varepsilon_{\gamma\text{Np}}} J_{\gamma\text{Hg}}$$

где $N_{\gamma\text{Np}}$, $N_{\gamma\text{Hg}}$ — скорости счета γ -квантов энергией 277,6 для ^{243}Am и 279,1 кэВ для ^{203}Hg ; Q_{Am} , Q_{Hg} — активности ^{243}Am и ^{203}Hg ; $\varepsilon_{\gamma\text{Np}}$, $\varepsilon_{\gamma\text{Hg}}$ — эффективности регистрации γ -квантов энергией соответственно 277,6 и 279,1 кэВ на ПГД; $J_{\gamma\text{Hg}}$ — абсолютный выход γ -линии ($E_{\gamma} = 279,1$ кэВ) на распад ^{203}Hg ($0,8155 \pm 0,0015$ [2]).

Отношение эффективностей регистрации γ -квантов ($\varepsilon_{\gamma\text{Hg}}/\varepsilon_{\gamma\text{Np}}$) зависит от относительного хода (наклона) кривой эффективности регистрации γ -квантов по пику полного поглощения в зависимости от энергии. Ход кривой определяется размером чувствительного объема и геометрией обчета источников. Отношение эффективности регистраций γ -квантов энергией 279,1 и 277,6 кэВ, измеренное экспериментально (использовались наборы ОСГИ), составило $0,995 \pm 0,004$.

Ниже приведены составляющие погрешности, определяющие полную погрешность измерения абсолютного выхода γ -линии ^{239}Np с $E_{\gamma} = 277,6$ кэВ, %: